

УДК 533.6

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ВОЗНИКНОВЕНИЯ БАФТИНГА ДЛЯ КРЫЛА ONERA M6

И.И. ЛИПАТОВ, ТУАН ВИНЬ ФАМ

Представлены результаты численного исследования возникновения бафтинга на крыле Onera M6. Определены границы возникновения режимов автоколебаний скачка уплотнения при взаимодействии с течением в пограничном слое по числам Маха и углам атаки.

Ключевые слова: трансзвуковое обтекание, автоколебания скачка уплотнения.

1. Введение

При достижении трансзвуковых скоростей вблизи крыла самолета может сформироваться скачок уплотнения. В теоретических работах в свое время большое внимание было уделено поиску форм так называемых бескачковых профилей, в то же время такие формы, основанные на решении уравнений Эйлера, скорее всего соответствуют некоторым заданным числам Маха (и Рейнольдса) и углам атаки, и при малом изменении параметров приводят к образованию скачка уплотнения. Скачок может приводить к образованию области отрыва, при определенных условиях течение в которой нестационарно. С точки зрения безопасности полета самолетов гражданской авиации нестационарный режим нежелателен, хотя бы потому, что полет в этих условиях напоминает езду по булыжной мостовой и кроме неприятных ощущений у пассажиров воздействует на прочность конструкции. Для самолетов, меняющих режим полета (скорость), что характерно для военной авиации, такого рода режимы допустимы в силу кратковременности проявления эффектов нестационарности. Похожие эффекты характерны и для обтекания ракет-носителей, в особенности при наличии надкалиберных головных частей. Однако и здесь время существования существенно нестационарных режимов сравнительно невелико и соответствует прохождению диапазона чисел Маха от 0,7 до 0,8.

Режим обтекания при возникновении колебаний зоны отрыва (и скачка) принято называть бафтингом. Хотя существенно раньше еще в тридцатые годы прошлого столетия этот термин был введен для условий дозвукового обтекания, когда горизонтальное оперение попадало в след крыла. Такого рода нестационарный режим принято называть бафтингом оперения. В настоящей работе речь пойдет именно о первом виде бафтинга, связанного с колебаниями скачка уплотнения на крыле, возникающими при трансзвуковых скоростях полета.

2. Физические процессы

Для управления нестационарными режимами обтекания необходима более или менее простая математическая модель такого рода процессов. Пока такой моделью является модель, основанная на использовании уравнений Рейнольдса. В то же время такой подход вызывает естественные вопросы, связанные с адекватностью применения моделей турбулентности, полученных при осреднении нестационарных уравнений Навье-Стокса. Строго говоря, модель турбулентности, полученная в результате осреднения, должна годиться только для описания стационарных процессов. В то же время численные эксперименты [1] и сравнение с экспериментами позволили выделить некоторые (в основном дифференциальные) модели турбулентности, достаточно адекватно отображающие характеристики нестационарных отрывных течений. Пока речь шла лишь об описании двумерных отрывных течений, но и здесь были выявлены трудности, связанные с описанием не только основной моды колебаний, но и высших гармоник. Эти

гармоники просто не воспроизводились, что, наверное, связано с недостатками осредненных моделей. В то же время наличие основной моды, параметры которой соответствуют экспериментальным данным, представляется важным эффектом, позволяющим подбирать методы воздействия на автоколебательные процессы.

Стоит упомянуть и о других подходах, используемых исследователями особенно в условиях трехмерного режима обтекания.

Во-первых, это комбинированный подход, частично использующий в некоторых областях метод крупных вихрей [2] и частично использующий модели турбулентности.

Во-вторых, это прямое численное моделирование опять-таки в некоторых областях течения. Строго говоря, этот подход требует больших вычислительных ресурсов с тем, чтобы численная схема воспроизводила масштаб Колмогорова. Но если применять этот метод в некоторых областях таких, как зона отрыва, масштаб диссипации может оказаться достижимым. Это объясняется тем, что диссипативные процессы происходят на масштабах с конечными характерными числами Рейнольдса, поэтому в зонах отрыва, где скорости малы, размер ячейки, для которой число Рейнольдса конечно, может оказаться приемлемым для вычислительной гидродинамики. В любом случае все указанные подходы требуют проверки в эксперименте.

В данной работе используется подход, основанный на использовании моделей турбулентности.

3. Геометрия и расчетная сетка численного метода

Наиболее популярным тестовым объектом для расчетов обтекания крыла является крыло Onera M6. Первые упоминания об этом крыле относятся к семидесятым годам XX века. Приведем геометрические характеристики этого крыла.

3.1. Геометрия

Параметры крыла Onera M6 представлены на рис. 1 [3], где AR – относительное удлинение крыла (aspect ratio); b – размах (span); Λ_{LE} – угол стреловидности передней кромки (leading-edge sweep); Λ_{TE} – угол стреловидности задней кромки (trailing-edge sweep); λ – сужение крыла (taper ratio); \bar{c} – средняя аэродинамическая хорда (mean aerodynamic chord); S – площадь поверхности крыла; c_r – хорда исходной кромки крыла; c_t – хорда заключительной кромки крыла.

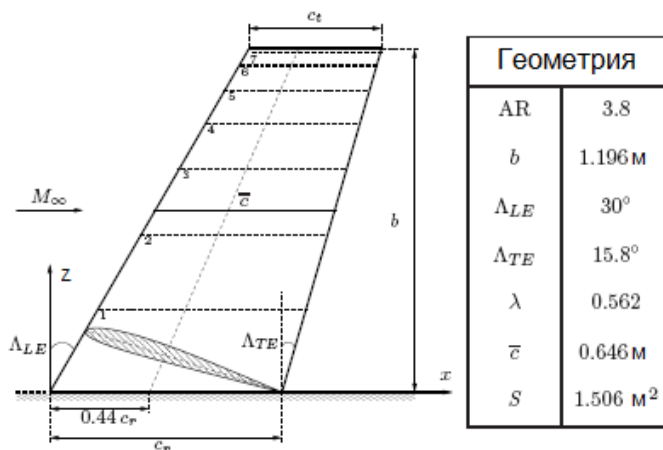


Рис. 1. Геометрия крыла

3.2. Расчетная сетка

Для проведения расчетов в пространстве вокруг модели крыла построена трехмерная сетка по гибридной схеме с помощью программы ICEM-CFD, содержащая более 3 млн. ячеек. Сетка поверхности крыла является структурированной (рис. 2а). Особое внимание уделено области передней кромки. Там сетка сильно сгущена. Сгущение сеток выполнено также у всех твердых поверхностей для надежного описания развития пограничного слоя (рис. 2б).

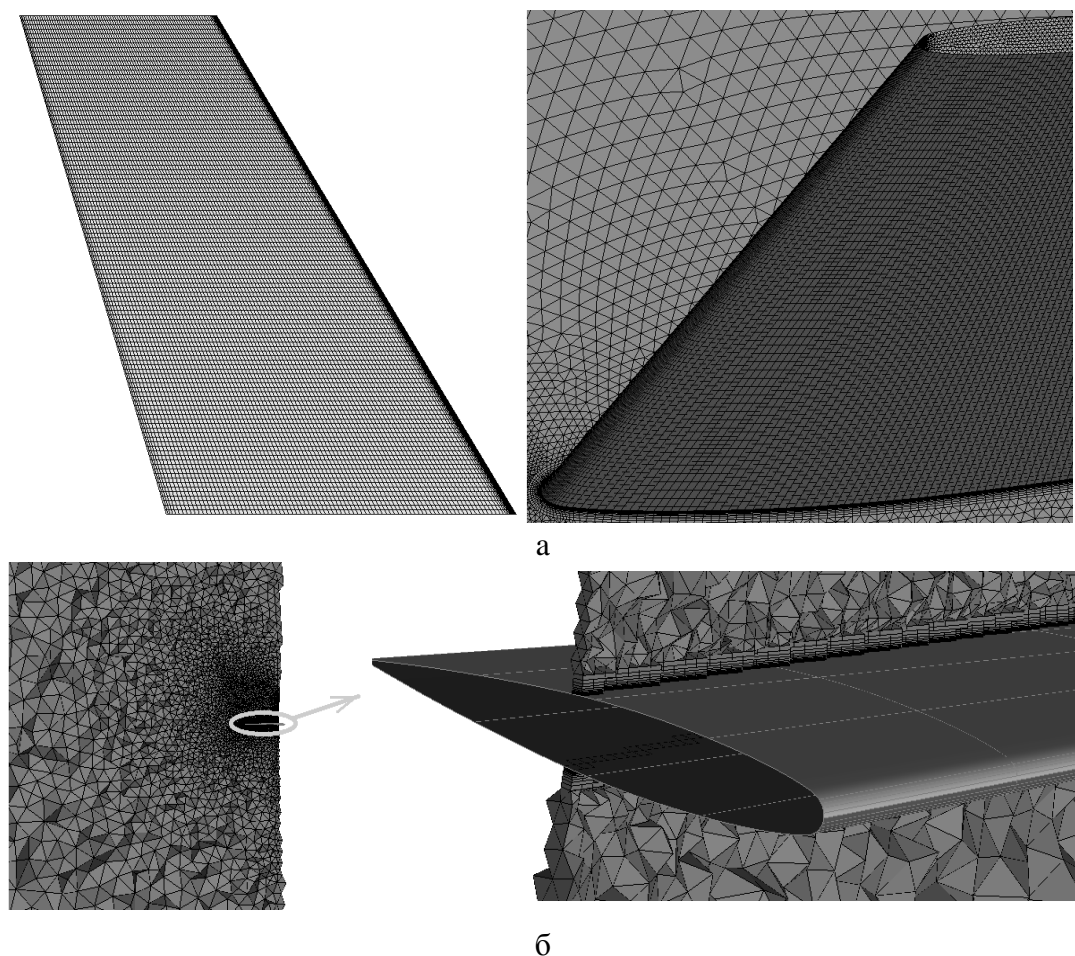


Рис. 2. Поверхностная сетка (а) и сетка в окрестности крыла (б)

3.3. Выбор модели численного метода

В задаче проводятся расчеты с применением коммерческой программы CFX (лицензия МФТИ). Рассматриваемые течения моделируются с помощью трехмерных нестационарных осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса, записанных в произвольных криволинейных координатах. Для расчета использовалась модель турбулентности SST (Shear Stress Transport) и предполагалось, что газ идеальный (Ideal Gas) при температуре $T_{\text{газ}} = 20^\circ\text{C}$. Исследования режимов обтекания крыла *Onera M6* выполнены в диапазоне трансзвуковых скоростей, углов атаки $0^\circ \leq \alpha \leq 30^\circ$ и чисел Рейнольдса $Re = 3,91 \cdot 10^6$.

4. Описание результатов численного интегрирования

Сначала рассматривался случай нестационарных режимов для различных углов атаки при фиксированных значениях числа Маха $M_\infty = 0,2 \div 0,9$. Для каждого числа Маха угол атаки изменялся 0° до 30° по закону $\alpha(t) = 0,5t_{\text{process}} = 0,5Nt \cdot \Delta t$, где Nt – номер итерации шага по времени; Δt – шаг по времени ($\Delta t = 0,005$ с).

Результаты расчетов показали, что при малых углах атаки коэффициенты подъемной силы CL и сопротивления CD увеличиваются по линейным законам. При этом реализуется стационарный режим обтекания. При дальнейшем увеличении угла атаки начинают проявляться эффекты нестационарности. На рис. 3, 4 показаны изменения CL и CD в зависимости от угла атаки α для случая $M_\infty = 0,7$. Можно видеть колебательные распределения аэродинамических характеристик, представленные на рис. 3б и 4б (серые кривые).

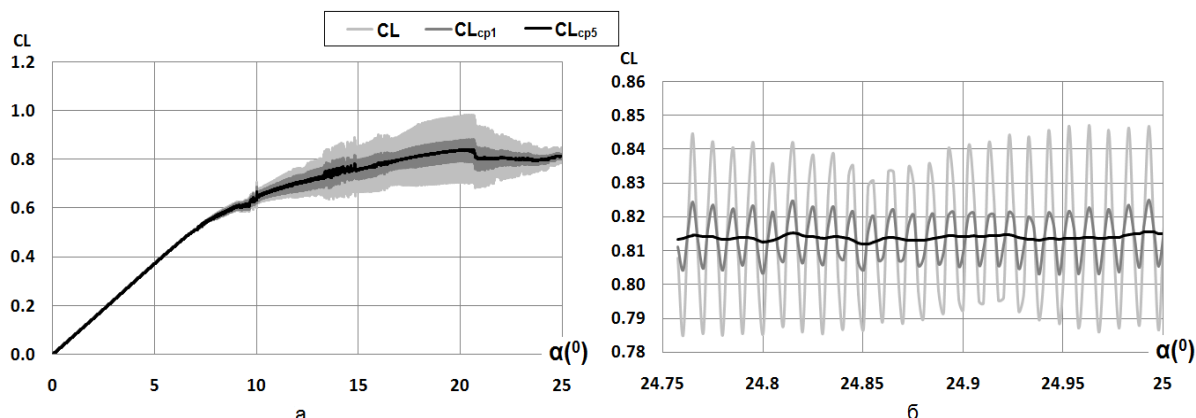


Рис. 3. Изменение коэффициента подъемной силы от угла атаки при $M_\infty = 0,7$

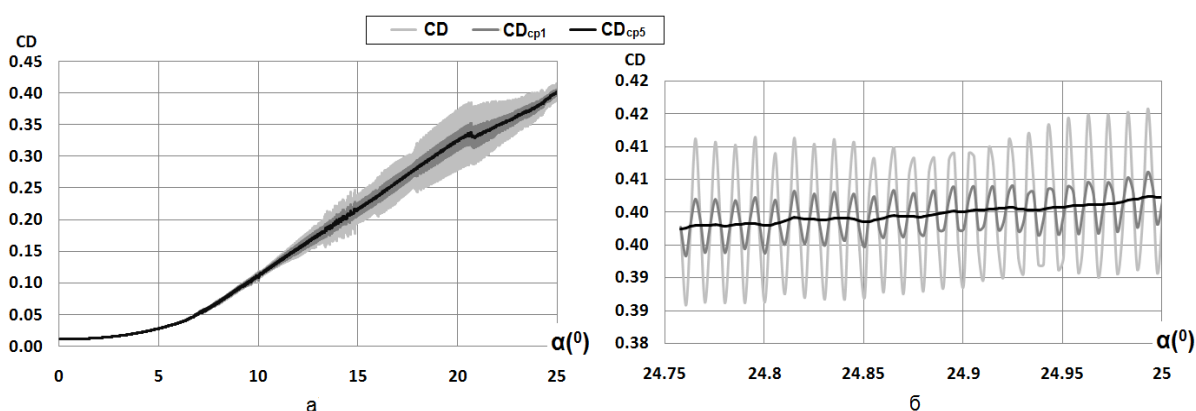


Рис. 4. Изменение коэффициента сопротивления от угла атаки при $M_\infty = 0,7$

Для дальнейшего анализа и сравнения данных CL и CD при разных значениях числа Маха, можно найти распределения средних значений CL_{cp} и CD_{cp} с использованием некоторого метода усреднения. Для колебаний с большой амплитудой этот метод не очень эффективен, поэтому метод усреднения применялся несколько раз, чтобы получить гладкие неколебательные распределения. На рис. 3, 4 представлены такие распределения, полученные после пятикратного применения метода усреднения (черная линия). Применялась следующая формула метода усреднения

$$f_i^j = \frac{f_{i-1}^{j-1} + f_{i-1}^j + f_{i-1}^{j+1}}{3}, \text{ где } f - \text{некоторое значение, которое изменяется по времени (по углу атаки); } i - \text{номер использования метода (} i = 1, 2, 3, \dots \text{); } j - \text{номер шага по времени (} j \in Nt - \text{номер итерации шага по времени).}$$

В результате расчетов было показано, что для случая $M_\infty = 0,7$ колебательные режимы начинали проявляться при угле атаки $\alpha = 7^\circ$, максимум амплитуды колебаний достигался при угле атаки $\alpha \approx 21^\circ$ (рис. 3а и 4а). Угол атаки, при котором появляется колебательный режим, зависит от числа Маха M_∞ . Показано, что с ростом числа Маха M_∞ угол атаки, при котором начинаются колебания, уменьшается. Так, при числе Маха $M_\infty = 0,2$ критический угол атаки $\alpha = 15^\circ$, а при числе Маха $M_\infty = 0,9$ критический угол атаки $\alpha = 4^\circ$ (рис. 5).

Полученные данные позволяют выделить два режима обтекания (нестационарный и стационарный). Можно отметить, что при относительно больших числах Маха M_∞ (например, $M_\infty = 0,7; 0,8; 0,9$) после возникновения колебательного режима обтекание снова становится стационарным (рис. 6).

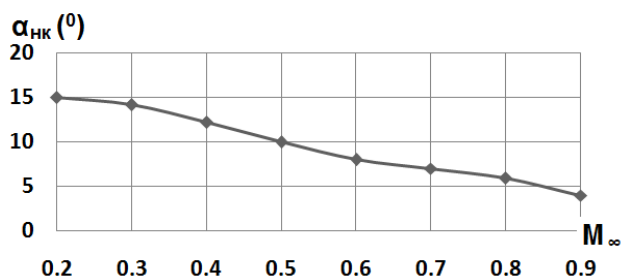


Рис. 5. Зависимость критического угла атаки $\alpha_{нк}$, при котором начинается колебательный режим, от набегающего числа Маха

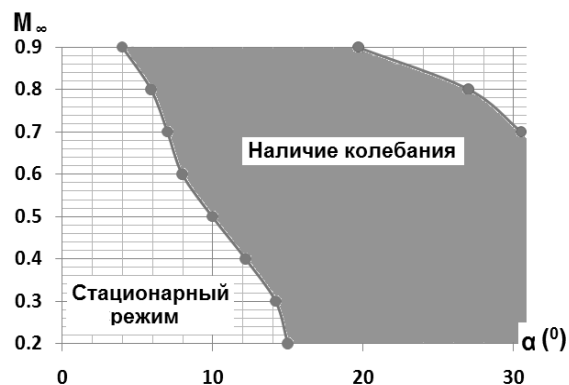


Рис. 6. Карта распределения режимов транзвукового отрывного турбулентного обтекания крыла Onera M6

Рассмотрим некоторые конкретные режимы обтекания. В отличие от предыдущего раздела зафиксируем число Маха и проанализируем два случая обтекания, соответствующие двум значениям угла атаки $\alpha = 5^\circ$ и $\alpha = 13^\circ$ при числе Маха $M_\infty = 0,7$. Распределения коэффициентов C_L и C_D на рис. 7 демонстрируют заметную разницу. Оказывается, что при $\alpha = 5^\circ$, коэффициенты подъемной силы и сопротивления меньше, чем в случае большего угла атаки $\alpha = 13^\circ$, но отношение C_L/C_D больше в 3 раза. В случае угла атаки $\alpha = 5^\circ$ аэродинамические коэффициенты не зависят от времени, а в случае угла атаки $\alpha = 13^\circ$ они периодически меняются со временем с характерным периодом $T = 0,03$ с.

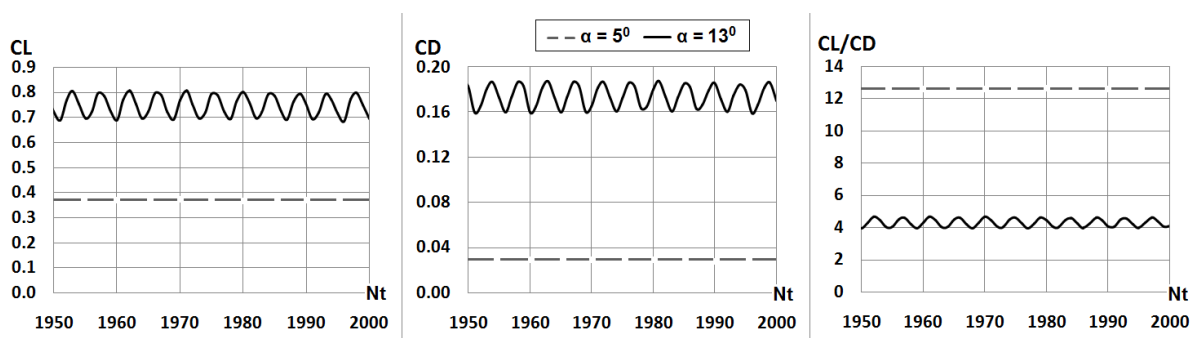


Рис. 7. Сравнение зависимостей коэффициентов C_L и C_D от времени для двух случаев $\alpha = 5^\circ$ и $\alpha = 13^\circ$ при фиксировании $M_\infty = 0,7$

Геометрия крыла Onera M6 такова, что при обтекании под углом атаки газ сжимается около носка крыла на подветренной стороне и образуется область больших скоростей. На рис. 8 показана зона изоповерхности $M = 1$ для случая $M_\infty = 0,7$, $\alpha = 5^\circ$. При таком угле атаки сжатие газа около передней кромки менее сильное, поэтому поперечное сечение области сверхзвукового течения оказывается сравнительно небольшим и почти равномерным вдоль передней кромки крыла. При этом реализуется стационарный режим обтекания.

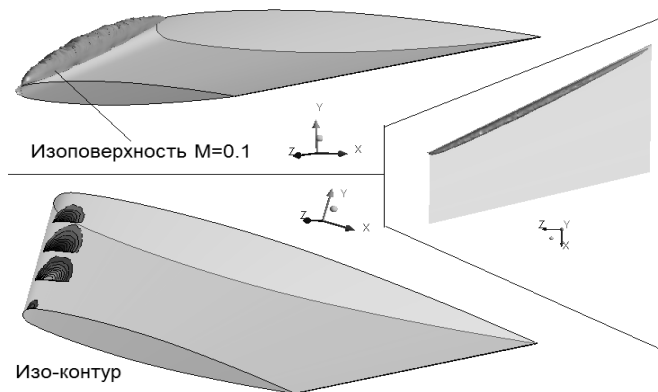


Рис. 8. Конфигурация и распределение области сверхзвукового течения при $M_\infty = 0,7$, $\alpha = 5^\circ$

В случае больших углов атаки $\alpha = 13^\circ$ аэродинамические параметры периодически меняются со временем.

Рассмотрим видоизменение конфигурации области сверхзвукового течения $M \geq 1$ за один период колебаний (рис. 9). Видно, что область сверхзвукового течения, которая находится около корневого сечения крыла, достаточно устойчива (рис. 9, вид 3). Эту базовую область назовем основанием зоны колебания скачка уплотнения (ЗКСУ). На самом деле ЗКСУ зависит от геометрии крыла. Для крыла Онега М6, которое имеет угол стреловидности передней кромки $\Lambda_{LE} = 30^\circ$, основание ЗКСУ находится в корневом сечении крыла.

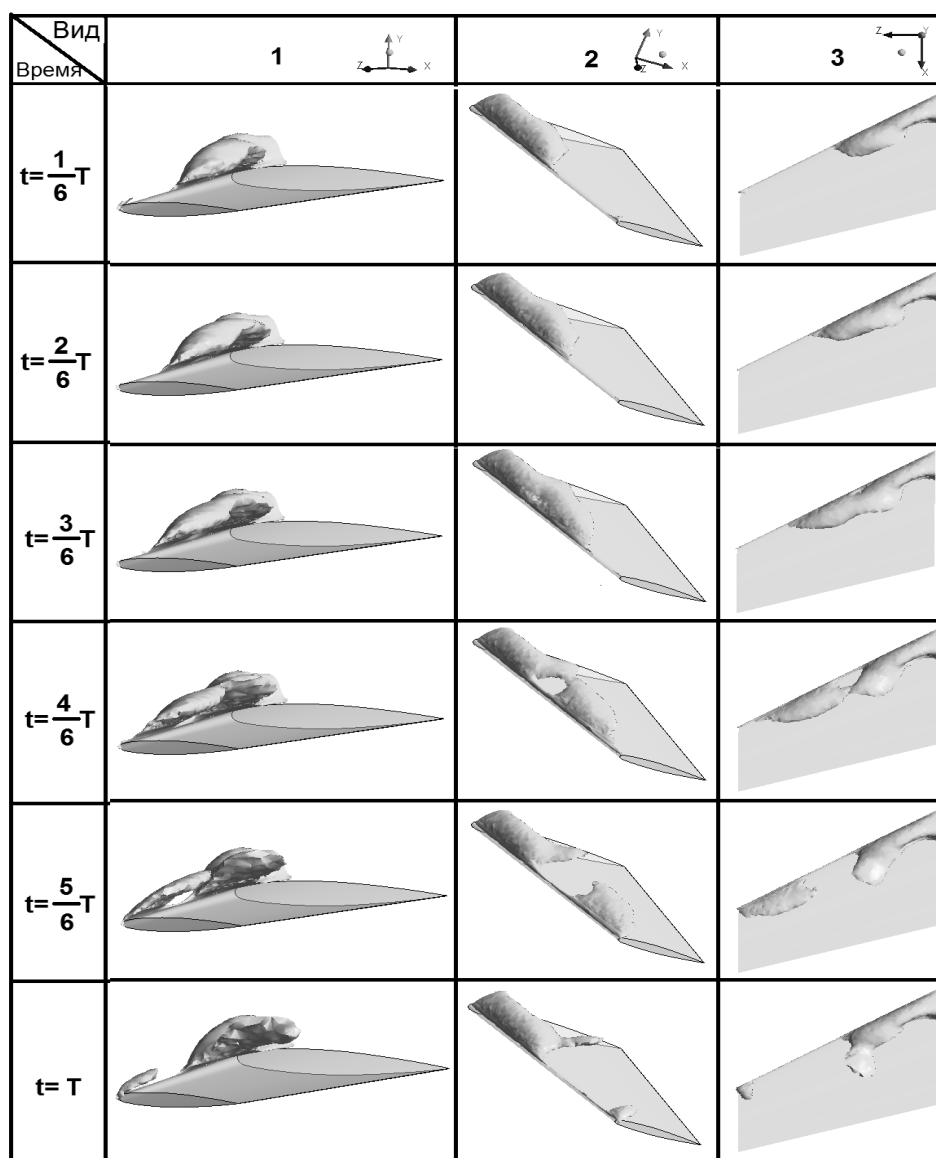


Рис. 9. Конфигурация области сверхзвуковой скорости
в одном колебательном периоде для случая $M_\infty = 0,7$, $\alpha = 13^\circ$

Предположим, что область сверхзвукового течения имеет конкретную конфигурацию как сплошное тело (твердое или жидкое). В момент времени $t = (1/6)T$ (рис. 9) область сверхзвукового течения достигает минимального объема. В дальнейшем область сверхзвукового течения расширяется вдоль размаха передней кромки крыла ($t = (2/6)T$ и $t = (3/6)T$). В этот момент область сверхзвукового течения разделяется на две подобласти ($t = (4/6)T$, $t = (5/6)T$ и $t = T$). Первая подобласть, примыкающая к корневому сечению ЗКСУ, фиксируется. Вторая подобласть не

фиксирована и перемещается к концевому сечению крыла и далее по времени исчезает. Этот процесс повторяется и образует периодический цикл. Следует отметить, что для случая $\alpha = 5^\circ$ область сверхзвукового течения не разделяется на две подобласти.

Рассмотрим распределение числа Маха в области сверхзвуковой скорости в поперечных сечениях ($Z = 0; 0,25b; 0,5b$) в момент $t = (2/6)T$ для случая $M_\infty = 0,7$, $\alpha = 13^\circ$. Из анализа данных, приведенных на рис. 10, видно, что в области корневого сечения зона сверхзвукового течения фиксируется на верхней поверхности крыла.

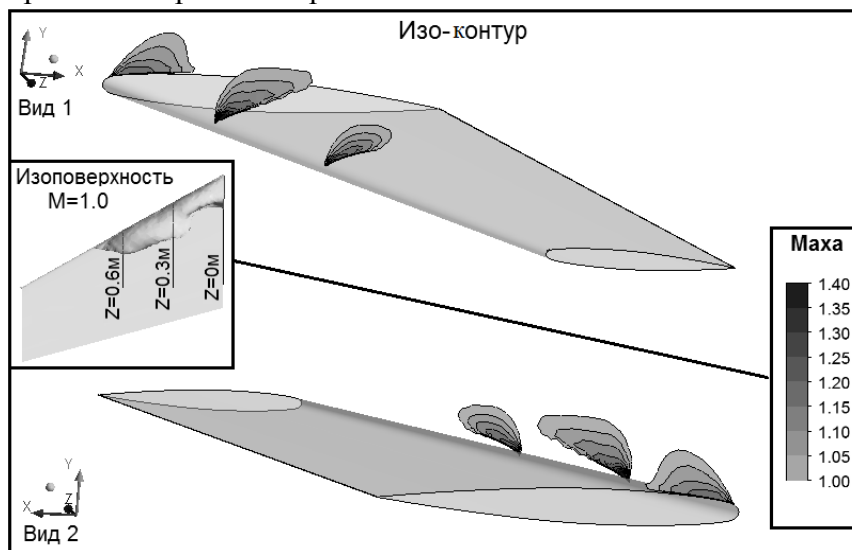


Рис. 10. Сечения распределения числа Маха в области сверхзвуковой скорости в момент $t = (2/6)T$ в случае $M_\infty = 0,7$, $\alpha = 13^\circ$

В других сечениях, отстоящих от корневого сечения, область сверхзвукового течения уменьшается. На рис. 11 можно видеть изменение распределения числа Маха в сечении в одном периоде. Во всех моментах периода конфигурация и распределение области сверхзвуковой скорости в сечении $Z = 0$ не изменяется. В то же время изменение и исчезновение области сверхзвукового течения происходит в сечениях $Z = 0,25b$ и $Z = 0,5b$, соответственно.

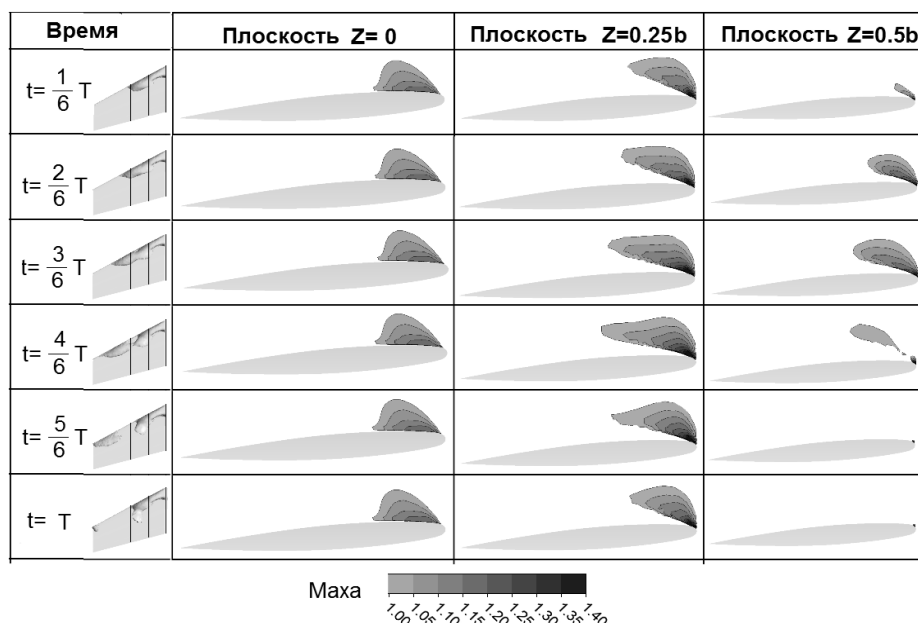


Рис. 11. Распределения числа Маха в области сверхзвуковой скорости в одном периоде на сечениях $Z = 0$, $Z = 0,25b$ и $Z = 0,5b$ в случае $M_\infty = 0,7$, $\alpha = 13^\circ$

Выводы

1. В интервале $M_\infty \in [0,2; 0,9]$ для каждого набегающего числа Маха существует значение $\alpha_{нк}$, с которым автоколебание начинает появляться. Чем больше M_∞ , тем меньше $\alpha_{нк}$.
2. В режиме автоколебания скачка уплотнения область сверхзвуковой скорости около корневого сечения крыла устойчива. В других сечениях крыла, отстоящих от корневого сечения больше чем $Z = 0,25b$, область сверхзвукового течения неустойчива и меняется со временем. Здесь может происходить разделение области сверхзвукового течения на две подобласти.

ЛИТЕРАТУРА

1. Woodgate M.A. and Barakos G.N. (2012) Implicit computational fluid dynamics methods for fast analysis of rotor flows. AIAA Journal vol 50 issue 6 pp 1217-1244.
2. Smagorinsky J. 1971: Numerical simulation of climate modification. In, Proceedings of the 12th Interagency Conference on Climate Modification, Virginia Beach, VA, 221-2263 [Электронный ресурс]. URL: <http://www.aero.polimi.it/freecase/ONERA-M6-wing>.

THE NUMERICAL SIMULATION OF THE BUFFETING'S APPEARANCE FOR ONERA M6 WING

Lipatov I.I., Pham Tuan Vinh

Introduction to the results of a numerical study buffeting on Onera M6 wing. The determination of condition to appear buffeting of the modes of oscillation of a shock when interacting with in the boundary layer at Mach numbers and angles of attack.

Key words: transonic flow, oscillations of shock wave.

Сведения об авторах

Липатов Игорь Иванович, 1948 г.р., окончил МФТИ (1972), доктор физико-математических наук, профессор, член-корреспондент РАН, профессор кафедры теоретической и прикладной аэрогидромеханики ФАЛТ МФТИ, автор более 130 научных работ, область научных интересов – пограничный слой, асимптотические методы.

Фам Туан Винь, 1985 г.р., окончил МФТИ (2012), аспирант МФТИ, автор 2 научных работ, область научных интересов - компьютерное моделирование газодинамики.